

О МЕХАНИЗМАХ ВЛИЯНИЯ ВОДОРОДА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОДНЫХ СТРУКТУР Pd— $p(n)$ -InP И Pd— n -GaP

Г. Г. Ковалевская, М. М. Мередов, А. В. Пенцов, Е. В. Руссу,
С. В. Слободчиков, В. М. Фетисова

В ряде проведенных исследований диодных структур с палладиевым контактом в присутствии водорода [1-3] утверждается, что уменьшение высоты барьера вследствие снижения работы выхода Pd определяет изменение электрических характеристик.

Проведенные нами исследования диодных структур Pd— $p(n)$ -InP и Pd— n -GaP показали, что может быть несколько других причин изменений как электрических, так и фотоэлектрических свойств в атмосфере H₂.

Эксперименты были проведены на диодных структурах на основе фосфида индия, полученные как методом электрохимического осаждения [4], так и испарением Pd в вакууме. Использовались слои InP с n , $p=10^{20}-10^{22}$ м⁻³, полученные методом Чохральского или газовой эпитаксией ($p=10^{22}$ м⁻³), и слои GaP n -типа, полученные методом Чохральского с $n=8 \cdot 10^{22}$ м⁻³. Структуры Pd— n -GaP были созданы напылением Pd в вакууме.

На рис. 1 приведены характерные кривые вольт-амперной зависимости (прямая ветвь) для различных типов структур в газовой среде с водородом и без него. Отметим следующие особенности. На образцах Pd— n -InP, полученных электрохимическим осаждением (кривые 1, 2), наблюдается увеличение тока почти на порядок (0.3 % H₂); аналогичные зависимости получены на структурах Pd— p -InP. На структурах с напыленными в вакууме слоями Pd отмечаются области как с уменьшением тока, так и с увеличением (кривые 3, 4) (100 % H₂). На рис. 2 представлены спектральные кривые изменения фотоэдс для обоих типов Pd— p -InP структур. Если для электрохимически осажденных слоев Pd фотоэдс резко падает в присутствии H₂ (почти на 1.5 порядка) (кривые 1, 2), то во втором случае, наоборот, она возрастает почти вдвое (кривые 3, 4). Объяснение столь противоположным зависимостям может быть дано из рассмотрения механизмов токообразования и генерации фотоэдс в изученных диодных структурах. На рис. 3 представлена зонная схема Pd— p - p^+ -InP с промежуточным слоем (ПС). В этой структуре аналитическая зависимость ток J —напряжение v имеет вид

$$J = J_1 \exp\left(\frac{qv}{nkT}\right), \quad (1)$$

где n — постоянный коэффициент, k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона, T — температура в К, J_1 — предэкспоненциальный множитель.

Эта зависимость определяет процессы двойной инжекции носителей в эпитаксиальный слой p -InP в диффузионном приближении [5], причем в различных образцах $n=10-20$. ПС в этих образцах содержит мало компоненты P₂O₅ и больше In₂O₃, к тому же в слое истощения и в объеме эпитаксиального p -InP содержится высокая плотность центров захвата основных носителей, дырок, как показали измерения $c-v$ характеристик — $\geq 10^{21}$ м⁻³. В отличие от этих структур в ПС диодов с электрохимически осажденными слоями Pd на подложках n (p)-InP, полученных методом Чохральского, содержится существенно больше P₂O₅ (≥ 50 %) и меньше In₂O₃ и других компонент; концентрация ловушек в объеме мала. Механизм изменения тока и фотоэдс в структурах с напыленным Pd объясняется следующим образом. При поглощении H₂ образуется дипольный слой заряженными ионами H_{ai} (рис. 3) [6] и при небольших смещениях (< 0.8 В) общий ток уменьшен по сравнению с начальным (до запуска H₂) вследствие уменьшения коэффициента инжекции электронов J_{nT}/J из-за наличия поля дипольного слоя, а также увеличения захвата в слое насыщения дырок, инжектированных в p -InP из p^+ -InP с коэффициентом инжекции J_{pT}/J . Далее,

с ростом смещения зоны разгибаются и обе компоненты, дырочная и электронная, возрастают из-за нейтрализации поля диполя и заполнения центров захвата дырок. Высота барьера φ_B , как оказалось, убывает в атмосфере H_2 незначительно, а именно с 0.79 эВ до 0.74 эВ. В диодах с электрохимически осажденным Pd факторы, связанные с наличием дипольного слоя, а также наличие центров захвата играют меньшую роль, а существенное уменьшение тока и

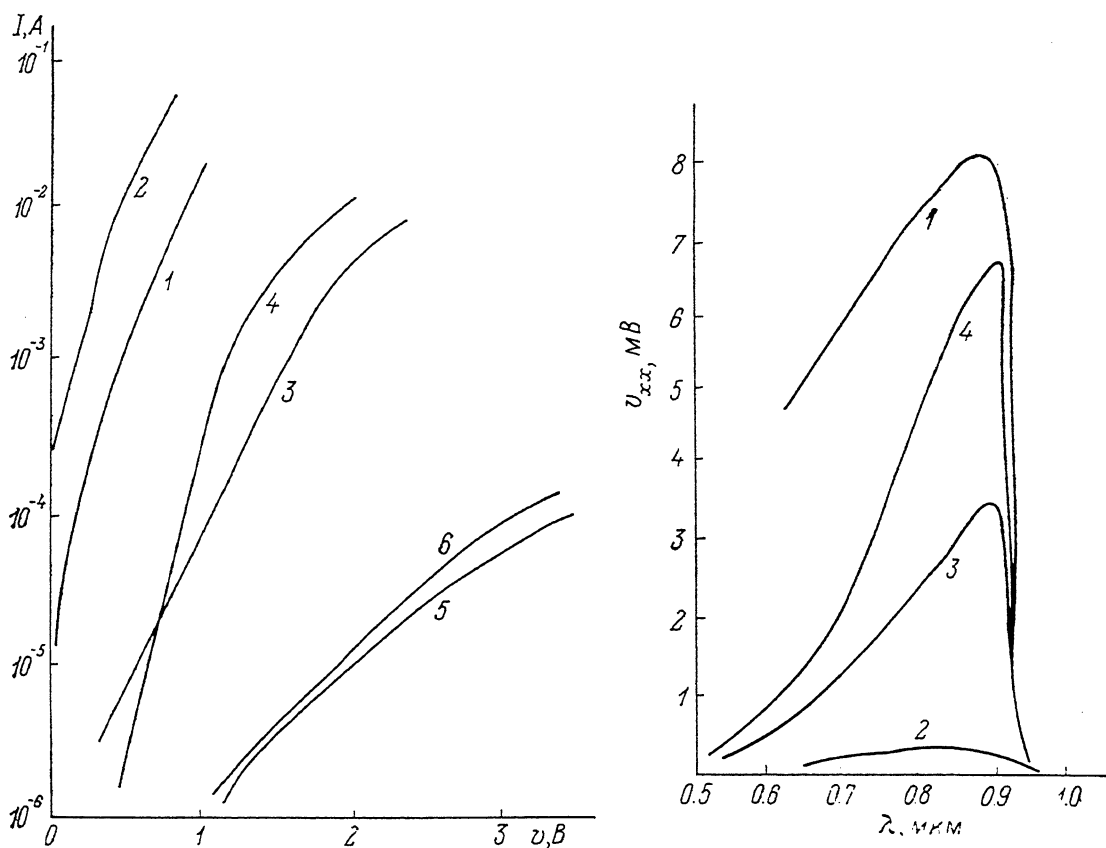


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики при $T=300$ К.

Диод Pd—n-InP с электрохимически осажденным Pd: 1 — без H_2 , 2 — в газовой смеси с 0.3 % H_2 ; диод Pd—p—p⁺-InP с напыленным Pd: 3 — без H_2 , 4 — с H_2 (100 % H_2); диод Pd—n-GaP: 5 — без H_2 , 6 — с H_2 (100 % H_2).

Рис. 2. Спектральная фотоэдс при $T=300$ К.

Диод Pd—n-InP с электрохимически осажденным Pd: 1 — без H_2 , 2 — с H_2 ; диод Pd—p—p⁺-InP с напыленным Pd: 3 — без H_2 , 4 — с H_2 (100 % H_2).

фотоэдс можно отнести за счет снижения φ_B , определяемого, вероятно, снижением работы выхода металла Φ_m . Эти выводы подкрепляются рассмотрением аналитического выражения фотоэдс

$$v_{xx} = \frac{n_1 k T}{q} \left(\ln \frac{J_{ks}}{A^* T^2} + \frac{\varphi_B}{k T} + b_p \chi_p^{1/2} \cdot t \right), \quad (2)$$

где n_1 — коэффициент неидеальности, A^* — эффективная постоянная Ричардсона, b_p — постоянная туннелирования, χ_p — высота барьера ПС, t — толщина ПС.

Из (2) следует, что двукратный рост фотоэдс можно отнести только за счет изменения коэффициента прозрачности для дырок, т. е. снижения темнового тока и возрастания $J_{kp} \approx J_{кс}$. Наоборот, резкое падение v_{xx} в диодах второй группы (в некоторых образцах до $v_{xx} \approx 0$) прежде всего следует связать с изменением φ_B .

Проведенные дополнительные измерения фотоэда без H_2 и с H_2 в магнитном поле в диодах с напыленными слоями Pd показали, что в полях > 1 Тл наблюдается дополнительное возрастание v_{ax} в 2—3 раза, что вполне может объясняться увеличением плотности зарядов и поля дипольного слоя вследствие упорядоченного распределения H_{at} вдоль границы Pd—ПС.

Отметим небольшое увеличение прямого тока ($\sim 30\text{--}40\%$) в структурах Pd— n -GaP (рис. 1, кривые 5, 6) в атмосфере H_2 и практически полное отсутствие фоточувствительности. Последнее может быть результатом очень малого времени жизни и при небольшой подвижности ($\mu_{n,p} \leq 10^2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) малой диффузионной длины L ВАХ этих структур описывается зависимостью $I = \alpha v^5$.

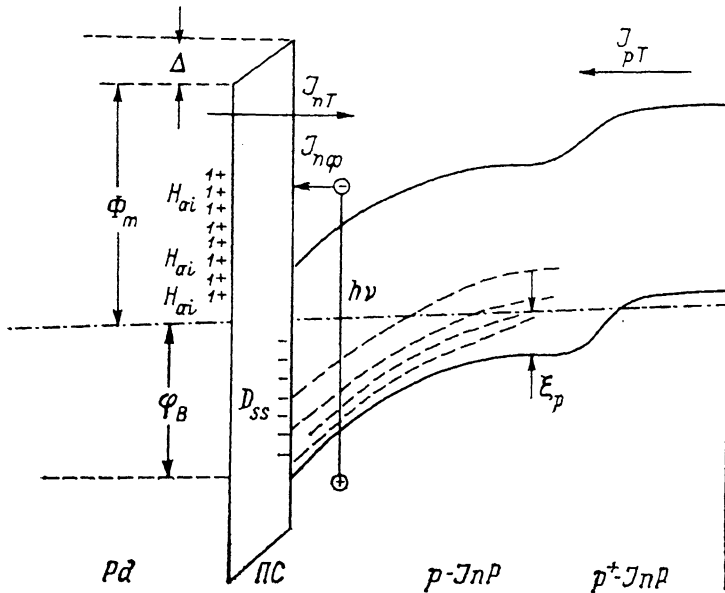


Рис. 3. Зонная схема диодной структуры Pd— p — p^+ —InP с промежуточным слоем.

Согласно [5], такого рода зависимость может наблюдаться в структурах с двойной инжекцией при наличии неинжекционных токов. Тогда поле дипольного слоя, создаваемого H_2 , усиливает ток электронов на границе Pd— n -GaP по каналам неинжекционных утечек, приводя к указанному выше увеличению тока, причем величина контактного потенциала практически не изменяется.

Таким образом, из полученных результатов следует, что причины изменения электрических и фотоэлектрических свойств диодных структур металл—полупроводник с палладиевым контактом в присутствии водорода могут быть выявлены из анализа механизма токопрохождения и фототовета. Такие факторы, как высота барьера Φ_B , наличие промежуточного слоя, плотность центров захвата в слое истощения и плотность связанных состояний, степень инжекции палладиевого и омического контактов, наличие неинжекционных компонент тока, могут играть решающую роль в зависимости от свойств исходных кристаллов и технологии диодных структур.

Список литературы

- [1] Steele M. C., MacIver B. A. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 28. N 11. P. 687—688.
- [2] Yamamoto N., Tonomura S., Matsuoka T., Tsubomura H. // Surf. Sci. 1980. Vol. 92. N 2/3. P. 400—406.
- [3] Yamamoto N., Tonomura S., Matsuoka T., Tsubomura H. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N. 10. P. 6227—6230.
- [4] Ковалевская Г. Г., Кратена Л., Мередов М. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 12. С. 55—58.

- [5] Адирович Э. П., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М.: Сов. радио. 1978. Гл. 2.
 [6] Dannetun H., Lundström I., Petersson L.-G. // Surf. Sci. 1988. Vol. 193. P. 109—131.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
 16 августа 1990 г.

08; 09

Журнал технической физики, т. 61, в. 9, 1991

© 1991 г.

АВТОМОДУЛЯЦИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ВОЛН В АКУСТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

С. Г. Долинчук, В. И. Задорожный, А. М. Федорченко

Нелинейное взаимодействие акустических волн находит широкое применение в устройствах обработки информации, для усиления слабых акустических сигналов [1, 2], генерации акустических волн СВЧ диапазона [3]. В [1, 3] реализован невырожденный параметрический генератор на монокристалле парателлуриата (TeO_2), использующий синхронное взаимодействие между продольными и встречными поперечными упругими волнами. При превышении в несколько раз порогового значения мощности накачки параметрическая генерация в таком генераторе сменяется периодической автомодуляцией, которая при дальнейшем повышении мощности накачки становится шумоподобной. Причина возникновения автоколебаний в указанном параметрическом генераторе остается невыясненной.

С точки зрения приложений важной задачей является изучение возникающих неустойчивостей, чтобы либо избежать их нежелательного влияния на работу устройства, либо соответствующим образом использовать. С другой стороны, изучение подобных автоколебаний, имеющих тенденцию к хаотизации движения при увеличении управляющего параметра (интенсивности накачки), представляет интерес с чисто физической точки зрения в связи с изучением различных проявлений детерминированного хаоса [4, 5].

В настоящей работе показано, что при нелинейном взаимодействии продольных и поперечных акустических волн в диэлектрических тетрагональных кристаллах при наличии обратной связи по параметрически возбужденной попутной поперечной волне может наблюдаться неустойчивость, аналогичная неустойчивости Икеды [5].

Указанная обратная связь может быть реализована, например, с помощью торцевых пьезопреобразователей со специально подобранной полосой пропускания [6] и электрической цепи, передающей сигнал с выхода на вход кристалла, при этом легко реализуется сдвиг фазы сигнала. Для уменьшения уровня ложных сигналов вследствие отражения от торцов звукопровода, а также улучшения возможностей регистрации комбинационной волны на выходе генератора может быть использована схема неколлинеарного взаимодействия упругих волн [7]. Явление неустойчивости изучено на примере широко использующихся кристаллов парателлуриата, в которых в направлении [110] реализуется практически чистое трехволновое взаимодействие (возбуждением высших гармоник накачки можно пренебречь [3]).

Динамические свойства акустического параметрического генератора с обратной связью описываются системой связанных уравнений для медленно изменяющихся амплитуд, которая в безразмерной форме имеет вид

$$\frac{\partial a_{1,2}}{\partial \tau} \pm v \frac{\partial a_{1,2}}{\partial \xi} = \lambda a_{3,1}^* a_{2,1} - \alpha_{1,2} a_{1,2},$$